

具有同空间特性的双频可调谐 TEA CO₂ 激光器研究

许德富¹, 李育德², 陈梅²

(1. 乐山师范学院物理与电子信息科学系, 四川 乐山 614004; 2. 四川大学电子信息学院, 四川 成都 610064)

摘要:根据光腔的菲涅耳衍射积分方程,建立了具有同空间特性的双波长可调谐 TEA CO₂ 激光器输出光场的理论模型;对光栅位置固定不变改变所选支线和固定所选支线改变光栅的有效使用面积两种情况下的输出光场进行了数值计算。

关键词:双波长可调谐;TEA CO₂ 激光器;理论模型;数值计算

中图分类号:TN248.2⁺2

文献标识码:A

Theoretic Model of Same Space Dual-wavelength Tunable TEA CO₂ Laser

XU De-fu¹, LI Yu-de², CHEN Mei²

(1. Department of Physics and Electronics Engineering, Leshan Teachers College, Leshan 614004, China;

2. School of Electronics and Information Engineering, Sichuan University, Chengdu 610064, China)

Abstract: In this paper, the theoretic model of same space dual-wavelength tunable TEA CO₂ laser is established in the light of Kirchhoff's diffraction theory. The exported optical field is computed theoretically in two instances; one is to change the branches selected when the grating's position is changeless, another is to change the grating's area used effectively when the branches selected is fixed.

Key words: dual-wavelength tunable; TEA CO₂ laser; theoretic model; numeric computation

1 绪 言

TEA CO₂ 激光器已广泛用于激光化学和激光分离同位素,早期的激光分离同位素实验大多是在单一波长的激光辐照下进行的,这种“单频技术”在应用上有较大的局限性^[1];后来人们认识到双频激光多光子分离同位素较“单频技术”有较大的优势,分离的阈值能量密度将比“单频法”有数量级的下降^[2]。为此,科学工作者们设计出了多种可调谐双波长激光器用于分离同位素,典型方案有三种^[3],但这些方案都未能有效解决激光光谱线间的相互竞争、空间的重叠性和时间的同步性问题,因此这些激光器用于分离同位素均未能取得令人满意的效果。我们研制出的新型双波长可调谐 TEA CO₂ 激光振荡器,结构示意图如图1所示,让两个光栅在空间上交叠,两个光栅相互利用,同步输出的两个波长不同的激光脉冲在空间上部分重叠,激光脉冲的两个波

长可以在较大范围内任意调节,两个波长的能量比在一定范围内也可任意调节,且将该激光器用于进行了解离 B 同位素实验,取得了初步的成效^[4]。对该激光器输出光脉冲的空间重叠性、能量调整特性、波长调谐特性我们已进行过详细的实验研究^[5]。本文从菲涅耳衍射积分方程出发,建立该激光器的理论模型,并对输出光场进行数值计算。

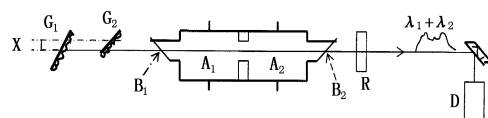


图1 双光栅同步调谐 TEA CO₂ 激光振荡器结构示意图

基金项目:乐山师范学院科研课题;中国核动力研究设计院核燃料;材料国家重点实验室基金项目(No. 51481030103SC0101)资助。

作者简介:许德富(1968-),男,硕士,讲师,从事高功率气体激光技术研究工作和教学工作。E-mail: xdf117@sina.com

收稿日期:2007-10-15; **修订日期:**2007-12-13

2 激光器结构

如图1所示, A_1 和 A_2 为串联在一起的两节放电室, 每个放电室的体积均为 $100\text{cm} \times 3\text{cm} \times 3\text{cm}$, 放电室侧壁用有机玻璃制成, 横截面为圆形。室内两个主电极为黄铜制成的双曲函数型电极, 以获得均匀放电。激活介质的预电离由主放电电极两侧放置的间距为 4cm 的预电离针形成, 预电离有利于主放电场均匀放电, 不易产生弧光。 B_1 和 B_2 为粘贴在放电室两侧的布氏窗, 起密封和通光作用, 且使输出光场为线偏振光。 R 为反射率 80% 的锗镜, 充当输出镜。 G_1 是 150 线/mm 球面闪耀光栅, 曲率半径 10m , 衍射效率 95% , 宽 56mm , 高 36mm ; G_2 为 150 线/mm 的平面光栅, 衍射效率 95% , 宽 48mm , 高 52mm 。锗镜和两光栅用经纬仪支撑, 经纬仪固定在可左右平移的光学支架上, 两光栅的角度可精确调整且可随支架左右平移, 整个系统用平行光管校正。两光栅在放电室的腔轴线上间距为 20cm , 光栅 G_2 和锗镜在腔轴上间距为 3.6m 。 D 为 CT-50 型单色仪, 用来测定波长。

激光器中充气比例为 $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 80:80:280$, 总气压 58652Pa ; 主放电电容器电容 $0.1\mu\text{F}$, 放电电压 40kV 。

3 输出光场的理论模型

图2为双光栅调谐 CO_2 激光器的谐振腔的 xOz 截面上的几何图形。由闪耀光栅 G_1 (光栅常数为 d_1), G_2 (光栅常数 d_2) 和平面镜 R 组成谐振腔, 谐振腔具有圆形有效光阑, 光阑孔径 $2D = 30\text{mm}$ 。坐标选取如图2所示, 光栅刻槽平行于 y 轴, z 轴垂直于平面镜, 取锗镜 R 镜面中心为坐标原点 O , z 轴与光栅 G_1 的交点为 O_1 与 G_2 的交点为 O_2 。由于球面光栅 G_1 的曲率半径较大, 近似当作平面光栅处理。

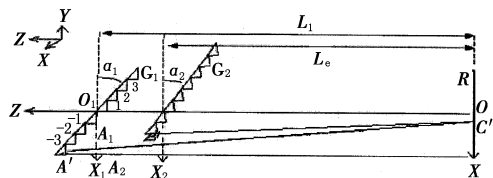


图2 激光腔 xOz 截面上的几何图形

锗平面镜 R 上任意一点 C 的坐标设为 $(x_C, y_C, 0)$, 光栅 G_1 表面上任一点 A 的坐标设为 (x_A, y_A, z_A) , 光栅 G_2 表面上任一点 B 的坐标设为 (x_B, y_B, z_B) 。

在近轴条件下, 光栅 G_1 上任一点 A 与锗镜上任一点 C 的距离为^[6]:

$$\rho_1 \approx \left\{ \left[L_1 + \frac{1}{2L_1} (x_A - x_C)^2 + nd_1 \sin \alpha_1 \right]^2 + (y_A - y_C)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

取最小腔长 $L = 3.6\text{m}$, $D = 1.5\text{cm}$, 计算菲涅耳数 $N \approx 5.6$, $\frac{L^2}{D^2} \approx 57600$ 。因菲涅耳数 $N \ll L^2/(D)^2$, ρ_1 取一级近似时, 有:

$$\rho_1 \approx L_1 + \frac{1}{2L_1} (x_A - x_C)^2 + \frac{1}{2L_1} (y_A - y_C)^2 + nd_1 \sin \alpha_1 \quad (2)$$

同理可得, 光栅 G_2 上任一点 B 与锗镜上任一点的距离为:

$$\rho_2 \approx L_2 + \frac{1}{2L_2} (x_B - x_C)^2 + \frac{1}{2L_2} (y_B - y_C)^2 + nd_2 \sin \alpha_2 \quad (3)$$

则在光腔的衍射积分方程中光栅 G_1 与锗镜 R 之间及 G_2 与 R 的积分核分别为:

$$K_1(x_A, y_A; x_C, y_C) = \exp \left\{ -iK \left[\frac{1}{2L_1} (x_A - x_C)^2 + \frac{1}{2L_1} (y_A - y_C)^2 + n_1 d_1 \sin \alpha_1 \right] \right\} \quad (4)$$

$$K_2(x_B, y_B; x_C, y_C) = \exp \left\{ -iK \left[\frac{1}{2L_2} (x_B - x_C)^2 + \frac{1}{2L_2} (y_B - y_C)^2 + n_2 d_2 \sin \alpha_2 \right] \right\} \quad (5)$$

考虑到光腔的衍射积分方程中被积函数是 x_A , x_B 的缓变函数, 而 d_1, d_2 是 λ 的数量级, 可将被积函数中 x_A, x_B 用 x_{An}, x_{Bn} 代替, 即:

$$x_A \approx n_1 d_1 \cos \alpha_1, x_B \approx n_2 d_2 \cos \alpha_2$$

将波矢量 K 写为 $K = K_0 + \Delta K$, 其中 K_0 满足光栅方程, 在自准条件下有:

$$2d_1 \sin \alpha_1 = m\lambda_{10}, 2d_2 \sin \alpha_2 = m\lambda_{20} \quad (6)$$

其中, m 为衍射级, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, 利用式(6)得:

$$\exp(iKn_1 d_1 \sin \alpha_1) = (-1)^{mn} \exp(iK_0 \delta_1 x_{An})$$

$$\exp(iKn_2 d_2 \sin \alpha_2) = (-1)^{mn} \exp(iK_0 \delta_2 x_{Bn}) \quad (7)$$

上式中:

$$\delta_1 = \frac{m\Delta\lambda_1}{2d_1 \cos \alpha_1}, \delta_2 = \frac{m\Delta\lambda_2}{2d_2 \cos \alpha_2}$$

令 $(-1)^{mn_1} U_A(x_{An}, y_A) \equiv \overline{U_A}(x_{An}', y_A)$,

$(-1)^{mn_2} U_B(x_{Bn}, y_B) \equiv \overline{U_B}(x_{Bn}', y_B)$, 由式(4)、式(5)和式(7)可得光腔的衍射积分方程为:

$$U_C(x_C, y_C) = \frac{C_A d_1'}{d_1 \cos \alpha_1} \iint_{\Sigma_{GA}} \overline{U_A}(x_A, y_A) \cdot$$

$$\exp\left[\frac{iK}{2L_1}(\overline{x_A} - x_C)^2 + iK_0\delta_1 \overline{x_A} + \frac{iK}{2L_1}(y_A - y_C)^2\right] \cdot$$

$$d\overline{x_A}dy_A + \frac{C_B d_2'}{d_2 \cos\alpha_2} \iint_{\Sigma_{G_2}} \overline{U_B}(\overline{x_B}, y_B) \cdot$$

$$\exp\left[\frac{iK}{2L_2}(\overline{x_B} - x_C)^2 + iK_0\delta_2 \overline{x_B} + \frac{iK}{2L_2}(y_B - y_C)^2\right] \cdot$$

$$d\overline{x_B}dy_B \quad (8)$$

$$\overline{U_A}(\overline{x_A}, y_A) = C_{C_1} \iint_{\Sigma_R} U_C(x'_C, y'_C) \cdot$$

$$\exp\left[\frac{iK}{2L_1}(\overline{x'_A} - x'_C)^2 + iK_0\delta_1 \overline{x'_A} + \frac{iK}{2L_1}(y'_A - y'_C)^2\right] \cdot$$

$$d\overline{x'_C}dy'_C \quad (9)$$

$$\overline{U_B}(\overline{x_B}, y_B) = C_{C_2} \iint_{\Sigma_R} U_C(x'_C, y'_C) \cdot$$

$$\exp\left[\frac{iK}{2L_2}(\overline{x'_B} - x'_C)^2 + iK_0\delta_2 \overline{x'_B} + \frac{iK}{2L_2}(y'_B - y'_C)^2\right] \cdot$$

$$d\overline{x'_C}dy'_C \quad (10)$$

上式中:

$$C_A = \frac{ir_A}{\lambda L_1} \exp(-ikL_1), C_B = \frac{ir_B}{\lambda L_2} \exp(-ikL_2)$$

$$C_{C_1} = \frac{ir_C}{\lambda L_1} \exp(-ikL_1), C_{C_2} = \frac{ir_C}{\lambda L_2} \exp(-ikL_2) \quad (11)$$

其中, r_A, r_B, r_C 分别为光栅 G_1 , 光栅 G_2 和镜的振幅反射率。

由于受到有效光阑的限制, 积分范围 $\Sigma_{G_1}, \Sigma_{G_2}, \Sigma_R$ 不是光栅 G_1, G_2 和反射镜的全部面积, 而是如图 3 所示范围:

$$\Sigma_R = \begin{cases} -D < x_C < D \\ -(D^2 - x_C^2)^{\frac{1}{2}} < y_C < (D^2 - x_C^2)^{\frac{1}{2}} \end{cases}$$

$$\Sigma_{G_1} = \begin{cases} \#x < \overline{x_A} < D \\ -(D^2 - \overline{x_A}^2)^{\frac{1}{2}} < \overline{y_A} < (D^2 - \overline{x_A}^2)^{\frac{1}{2}} \end{cases}$$

$$\Sigma_{G_2} = \begin{cases} -D < \overline{x_B} < \#x \\ -(D^2 - \overline{x_B}^2)^{\frac{1}{2}} < \overline{y_B} < (D^2 - \overline{x_B}^2)^{\frac{1}{2}} \end{cases}$$

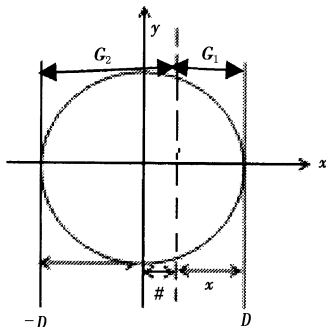


图3 光栅有效使用面积

4 输出光场的数值计算

一个光栅——平面驻波腔可以分解为 y 方向的平行平面腔和 x 方向的小角倾斜的平行平面腔(非自准直谱线); 一个柱面镜——光栅谐振腔可分解成沿光栅刻槽方向的平面凹腔和柱面轴线方向的一个一维光栅——一维平面镜腔^[7]。因此积分方程(8), (9), (10)可以分解成 x 方向和 y 方向的两组方程分别求解; 在 y 方向相当于一个一维的平行平面腔, 在 x 方向的三个一维积分方程如下:

$$U_C = \sqrt{\frac{C_A d_1^*}{d_1 \cos\alpha_1}} \int_{-D}^D \overline{U_A}(\overline{x_A}) \cdot$$

$$\exp\left[\frac{ik}{2L_1}(\overline{x_A} - x_C)^2 + i^* k_{10} \delta_1 \overline{x_A}\right] d\overline{x_A} +$$

$$\sqrt{\frac{C_B d_2^*}{d_2 \cos\alpha_2}} \int_{-D}^D \overline{U_B}(\overline{x_B}) \cdot$$

$$\exp\left[\frac{ik}{2L_2}(\overline{x_B} - x_C)^2 + ik_{20} \delta_2 \overline{x_B}\right] d\overline{x_B} \quad (12)$$

$$\overline{U_A} = \sqrt{C_{C_1}} \int_{-D}^D \overline{U_C}(x'_C) \cdot$$

$$\exp\left[\frac{ik}{2L_1}(\overline{x'_A} - x'_C)^2 + ik_{10} \delta_1 \overline{x'_A}\right] dx'_C \quad (13)$$

$$\overline{U_B} = \sqrt{C_{C_1}} \int_{-D}^D \overline{U_C}(x'_C) \cdot$$

$$\exp\left[\frac{ik}{2L_2}(\overline{x'_B} - x'_C)^2 + ik_{20} \delta_2 \overline{x'_B}\right] dx'_C \quad (14)$$

作者对上列三个积分方程进行了数值求解, 取 300 次迭代。图 4 是固定光栅位置不动, 分别演算了 P(8) 和 P(10), P(8) 和 P(14), P(8) 和 P(20) 三对谱线共同起振时的输出光场分布, 如图 4(a), (b), (c) 所示。演算时取光栅 G_2 和 G_1 利用面积各占一半, 即图 3 中 $\#x = 0$ 的位置。从演算模拟图中可看出在光栅位置固定的情况下, 两个波长的光在空间上有部分交叠, 且随着所选支线距离的增加, 弱线光强越来越弱。考虑到增益竞争, 弱线能量在激光输出脉冲中所占比例越来越小, 甚至不能起振。图 5 选取 P(8) 和 P(18) 两条支线, 改变两光栅位置时所演算出的两支线的光强分布图。从光强分布图中可看出, 随着弱线光栅使用面积的增大, 弱线越来越强, 考虑到谱线竞争, 两支线的输出光强的空间重叠性也越来越好。

(下转第 450 页)

3 结论

经过我们的测试和实验研究,分析了不同端面处理方法对光纤端面光学质量及光纤激光器输出特性的影响。经过工艺摸索和改进,抛磨法处理的端面表面粗糙度逐渐提高,最终达到0.6nm,使光纤激光器获得了较高的输出功率而未发生端面损伤。而切割端面的表面粗糙度、平面度均不佳,因而导致光纤激光器的输出性能下降很多,在较低的泵浦功率下就发生了端面损伤,输出激光的光束质量也变差。

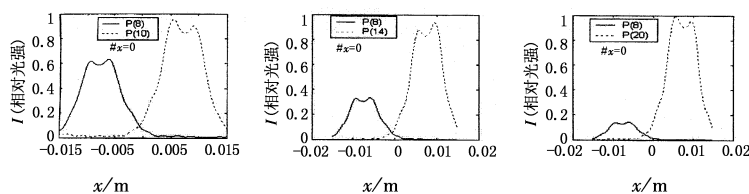
表面形貌极大的影响着光学元件的性能,合理地表征和评定表面形貌是一项具有重要意义的课题。表面粗糙度的理论与标准虽然已经取得巨大的发展,但是它们只能得到真实表面的有限信息,对于真实表面的形貌特征还无法全面准确描述。此外表面粗糙度的参数与光学元件的使用性能也不能完全对应。因此如何选择参数来全面准确描述光纤端面

的形貌特征,并将其与光纤激光器的性能相联系是值得考虑的问题。

参考文献:

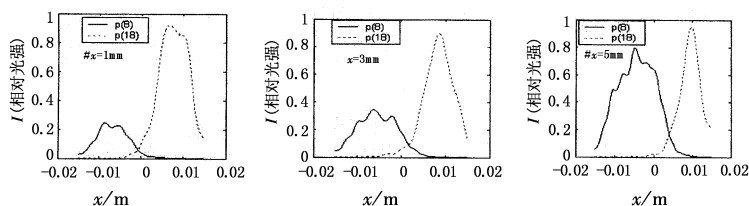
- [1] Jeong Y, Sahu J K, Payne D N, et al. Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1kW continuous-wave output power[J]. Electron. Lett., 2004, 40:470 - 471.
- [2] Jeong Y, Sahu J K, Payne D N, et al. Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36kW continuous-wave output power[J]. Optics Express, 2004, 12(25):6088 - 6092.
- [3] Brown D C, Hoffmann H J. Thermal, stress, and thermo-optic effects in high average power double-clad silica fiber lasers[J]. IEEE J. Quantum Electron, 2001, 37: 207 - 217.
- [4] 蔡立. 光学零件加工技术[M]. 北京:兵器工业出版社, 2007, 96 - 100.

(上接第443页)



(a) P(8)和P(10) (b) P(8)和P(14) (c) P(8)和P(20)

图4 光栅位置不动,光强随所选支线的变动的计算结果



(a) #x=1mm (b) #x=2mm (c) #x=3mm

图5 固定的两条支线输出光强度随光栅 G_1 的位置的变化而变化

5 结束语

本文建立了具有同空间特性的双频可调谐 TEA CO_2 激光器的理论模型,并对光场在水平方向的分布进行了数值计算,计算结果表明:两支线输出光场在水平方向的空间重叠性随所选两支线的波长差的减小而改善;各支线的输出光场随光栅有效使用面积的增大而增强,这与我们早期的实验研究是相符合的。

参考文献:

- [1] R V Ambartsum ina, V S Letokhov, et al. Isotope selective chemical reaction of BCl_3 in s strong infrared laser field [J]. Sov. Phys-JEPT Lett., 1974, 20:273 - 275.
- [2] Suzuki, Kazuya. Separation of boron isotopes by infrared laser [J]. JAER I-Conf, 1995, 2:1019 - 1026.
- [3] 谭吉春,潘大任. 双频 CO_2 激光多光子离解 CF_3CHCl 分离氘 [J]. 光子学报, 1981, 11:183 - 185.
- [4] 张力军,李育德,等. 双频 CO_2 激光多光子离解分离同位素的研究 [J]. 激光与红外, 2006, 36(3):178 - 180.
- [5] 许德富,李育德. 具有同空间特性的双波长可调谐 TEA CO_2 激光器 [J]. 光学技术, 2005, 31(3):384.
- [6] 王裕明. 光栅谐振腔的理论分析 [J]. 激光, 1982, 9(6):365.
- [7] 彭先兆,吴谨,等. 柱面镜 - 光栅谐振腔模式与频率选择特性 [J]. 光子学报, 1999, 19(9):1189 - 1192.